

Title	ENSOに伴う対流圏帯状偏差場の形成メカニズムと全球エネルギーバランス
Author(s)	小林, ちあき; 前田, 修平
Citation	平成28年度「異常気象と長期変動」研究集会報告 (2017): 103-111
Issue Date	2017-03
URL	http://hdl.handle.net/2433/224904
Right	
Type	Research Paper
Textversion	author

ENSOに伴う対流圏帯状平均偏差場の形成メカニズムと全球エネルギーバランス

小林ちあき・前田修平（気象研究所 気候研究部）

1. はじめに

一般的に ENSO（El Nino・Southern Oscillation: エルニーニョ・南方振動）は、太平洋熱帯域において海洋から大気に与える熱の東西コントラストの変動としてとらえられているが、南北コントラストの変動でもある。エルニーニョ現象時には太平洋熱帯域の海洋表層で水温躍層の東西傾度が減り、西部の暖水が東に広がる。これに対応して太平洋熱帯の海面水温も帯状に高温域が広がる。その結果、熱帯域では大気がより加熱される。ラニーニャ現象はその逆になる。加熱の南北コントラストの変化は、大気の有効位置エネルギーの変化をもたらし、大気が行う熱帯から中高緯度への熱輸送や運動量輸送に影響をおよぼし、それを担う帯状平均子午面循環や擾乱（波）、帯状平均場も変動するはずである。

実際、エルニーニョ現象に伴い、対流圏中緯度域で両半球対称に帯状平均偏差が現れる事が知られており（例えば、Kumar and Hoerling 2003）、その形成メカニズムも議論されている（例えば、Robinson, 2002, Seager et al. 2003）。しかし、これらの研究では、オイラー平均法やTEM法による議論をしており、波平均流相互作用の視点からの対流圏下層を含めた帯状平均偏差場形成の議論が不十分であった。

本研究では、長期大気再解析データを用い、温位面座標系に基づいた質量重み付き帯状平均（MIM, Iwasaki, 1989）を用い、ENSOに伴う平均子午面循環や帯状平均場の偏差場の形成について調べる。MIM法を用いることにより、地表面付近までを含んだ評価・議論が可能となる。また、ENSOに伴う大気の全球エネルギー量の変動についても示す

2. 利用データと方法

解析に利用した大気長期再解析データはJRA-55 (Kobayashi et al. 2015)である。この6時間毎の気圧面データから、温位面座標系に基づいた質量重み付き帯状平均した気温、東西風などの帯状平均場や、EP-Flux, 質量流線関数（平均子午面循環）等を Iwasaki (1989)に従って求めた。この手法（MIM法）は保存性の表現に優れ、これを用いることで波と平均流の相互作用などの物理的な解釈が容易となる。また、対流圏下層の解析に有用であり、エネルギー収支解析等にも有効な手法である (Uno and Iwasaki, 2006)。これらを月平均、季節平均したものを本研究の解析に用いた。

ここで、MIM法による球面座標での帯状平均東西風の運動方程式、熱力学方程式、連続の式を示しておく。変数名は岩崎(2009)のとおりである。

帯状平均東西風運動方程式は、

$$\frac{\partial \bar{u}^*}{\partial t} = -\frac{\bar{v}^*}{a \cos \phi} \frac{\partial \bar{u}^* \cos \phi}{\partial \phi} - \bar{w}_\dagger^* \frac{\partial \bar{u}^*}{\partial z_\dagger} + f \bar{v}^* + \frac{\nabla \cdot \mathbf{F}}{a \rho_0 \cos \phi} + \bar{X}^*$$

で、 \mathbf{F} （EP-Flux）は、

\mathbf{F}

$$\equiv a \rho_0 \cos \phi \left[\begin{array}{c} -\overline{(u'v')^*}, \\ -\overline{(u'w_\dagger')^*} + \frac{1}{a g \rho_0 \cos \phi} p \left[\frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} \right]_{z_\dagger} \end{array} \right]$$

であり、その鉛直成分に温位面の形状抵抗が含まれることが特徴である。EP-Fluxの収束の項は波動と平均流との運動量の交換を意味する。

熱力学方程式は、

$$\left[\frac{\partial \theta}{\partial t} \right]_{z_{\uparrow}} = -\frac{\bar{v}^*}{a} \left[\frac{\partial \theta}{\partial \phi} \right]_{z_{\uparrow}} - \bar{w}_{\uparrow}^* \frac{\partial \theta}{\partial z_{\uparrow}} + \left[\frac{Q}{\Pi} \right]^*$$

で、右辺に平均流による移流と非断熱加熱の項のみが含まれ、波動による熱輸送の項が含まれずシンプルである。連続の式は、

$$\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (\bar{v}^* \cos \phi) + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z_{\uparrow}} (\rho_0 \bar{w}_{\uparrow}^*) = 0$$

であり、この連続の式から質量流線関数(χ)は以下のとおり定義される。

$$\chi = 2\pi a \cos \phi \int_{z_{\uparrow}}^{\infty} \rho_0 \bar{v}^* dz_{\uparrow}$$

ENSO に伴う影響を抽出するため、ここでは NINO3 領域 (5N-5S, 150W-90W) の SST 平年偏差との同時相関解析、及び、回帰分析を行った。エルニーニョ現象に対する大気応答は現象のピークに 1-2 月遅れて最大になるので、1 月から 3 月の 3 か月平均場(JFM)の解析結果を主に示す。平年値は 1981-2010 年の平均であり、統計期間も同じ期間である。なお、発表時はエルニーニョ現象に伴う大気変動をコンボジット解析により抽出していたが、相関解析においてもほぼ同様な結果が得られている。

3 結果と考察

3-1 帯状平均偏差場の形成

エルニーニョ現象に伴う JFM 平均帯状平均場の応答を図 1 に示す。帯状平均気温は、熱帯対流圏で ENSO と正偏差となる相関がみられる。エルニーニョ (ラニーニャ) 現象に伴って熱帯域で気温が上 (下) がり、熱帯と中緯度間の温度傾度が強 (弱) まる。北半球中緯度域では 300hPa 付近で負偏差、60N700hPa で正偏差となる相関があり、中高緯度まで影響していることを示している。帯状平均東西風は、両半球亜熱帯ジェット赤道側で上層を中心に西風との正相関がみられる。また、亜熱帯ジェットの極側での負相関も両半球でみられる。これらの特徴は、温度風バラ

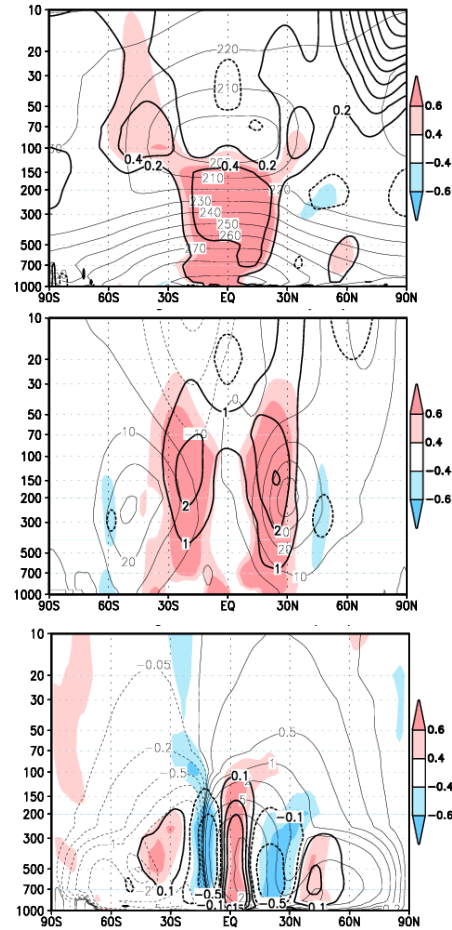


図 1 エルニーニョ現象にともなう帯状平均場の応答。カラー：相関係数 (暖色：正相関、寒色：負相関)。太線：回帰係数。細線：気候値。(上) 気温、(中) 東西風、(下) 平均子午面循環 (質量流線関数、右回り循環が正值。暖色は右回り循環強化傾向を示す)。いずれも JFM 平均。統計期間は 1981-2010 年。回帰係数の 0 線は省いた。

ンスが成り立つことを考慮すれば、気温の変動と整合的である。平均子午面循環の気候値は、対流圏低緯度で上昇、北半球亜熱帯域で下降する北半球側のハドレー循環と、30N-45N で上昇し、300hPa 高度付近で極向き流、60N 以北で下降する中高緯度直接循環が顕著にみられ、下部境界で閉じた循環となっている。南半球側も同様にハドレー循環と中高緯度直接循環がみられ、下部境界で閉じた循環になっている。これは MIM 系で見た場合の子午面循環の特徴である。エルニーニョ現象に伴い、ハドレー循環は両半球の

熱帯域で強化されるが、亜熱帯域では弱化傾向となり、ハドレー循環の南北幅はエルニーニョ現象時には狭くなっている。一方、北半球中緯度直接循環は、40N 付近を中心に強化される。これは、凝結加熱が駆動するハドレー循環のみでなく、擾乱が駆動する中緯度直接循環にも ENSO が統計的に有意な影響を与えていることを示すものである。

そこで、EP-Flux とその発散の様子を図 2 に

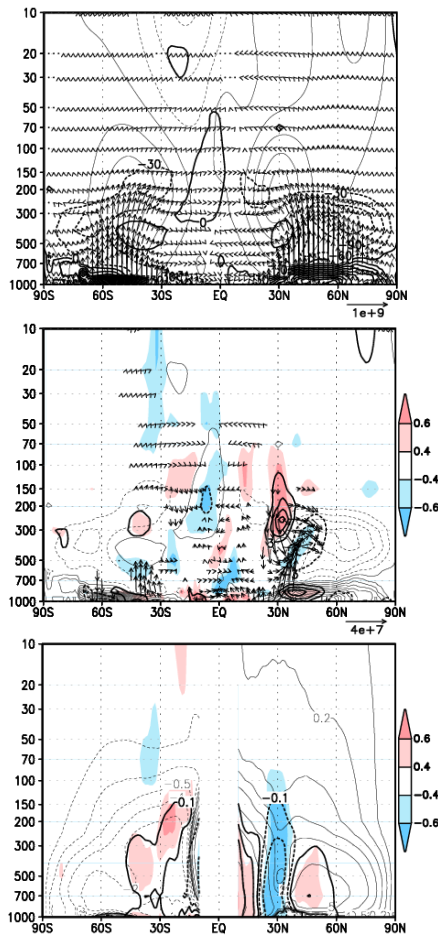


図 2 (上) EP-Flux (矢印) とその発散 (太線) の気候値。細線は東西風気候値。(中) エルニーニョ現象にともなう EP-Flux 発散の応答。カラー：相関係数 (暖色：正相関、寒色：負相関)。太線：回帰係数。細線：気候値。矢印：NINO3SST と y 方向、z 方向成分のどちらかの相関が 0.4 以上の EP-Flux の回帰係数。(下) EP-Flux 発散から推定される子午面循環のエルニーニョ現象に伴う変動。記号等は図 1 上と同じ。いずれも JFM 平均。統計期間は 1981–2010 年。回帰係数の 0 線は省いた。

示す。EP-Flux は、気候値では中高緯度下部対流圏で発散、その上層で収束しており、亜熱帯域の対流圏上層では赤道向き成分を持つ。エルニーニョ現象時に、EP-Flux は北半球 30N-45N 付近の対流圏下層で上向き偏差である。また、北半球中緯度の下層 700hPa 以下では EP-Flux 発散偏差、その上層 500-300hPa では収束偏差である。このように 30N-45 N 帯ではエルニーニョ現象時に気候値の状況が強化される傾向がみられており、波活動が強くなっている。なお、500-300hPa 付近の収束は、帯状平均東西風でみられた亜熱帯ジェットの極側での西風の弱化と対応している。また、EP-Flux 偏差は北向き成分を持っているが、これは気候値に比べて南向き成分が小さいことを意味している (図略)。一方、20N-40N、500-100hPa 高度付近に EP-Flux 発散が正相関の領域がみられる。EP-Flux 偏差は北向き・下向きで、気候値の向きとは逆である。この発散は、帯状平均東西風でみられた亜熱帯ジェットの赤道側での西風強化と対応している。

EP-Flux 発散は平均子午面循環の北風 (南向き流) の強化、EP-Flux 収束は南風 (北向き流) の強化に寄与する。ここで示した EP-Flux 発散偏差分布は、エルニーニョ現象にともなったハドレー循環の亜熱帯域の循環偏差分布や中緯度直接循環の偏差分布と矛盾なく整合している。さらに、帯状平均東西風運動方程式を \bar{v}^* について解いた

$$\bar{v}^* = - \frac{\left[\frac{\nabla \cdot F}{a \rho_0 \cos \phi} + \bar{X}^* - \frac{\partial \bar{u}^*}{\partial t} - \bar{w}_t^* \frac{\partial \bar{u}^*}{\partial z_t} \right]}{f - \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \bar{u}^* \cos \phi}{\partial \phi}}$$

において、分子第 2、3、4 項の外力項、時間変化項、鉛直移流項を省き、 \bar{v}^* の EP-Flux 発散成分のみから平均子午面循環を求め、同様な相関解析、回帰分析を行った結果 (図 2 下) をみても、中高緯度の相関分布は図 1 上で示した子午面循環の相関分布とほぼ同じであった。このことは、波活動の偏差 (EP-Flux 発散の偏差) が中高緯度

直接循環の偏差の形成に寄与していることを示している。また、帯状平均気温に見られる北半球対流圏中緯度域の負相関、及び、60N 付近に見られる正相関は、子午面循環の変動に伴う上昇流偏差による断熱的な気温低下、下降流偏差による気温上昇の形成の可能性を示唆する。さらにこの中緯度域の気温偏差は、50N 付近の帯状平均東西風の弱化和整合的である。これらのことは、波活動偏差を始点とした帯状平均場形成の議論を、中高緯度直接循環付近のエルニーニョ現象に伴う帯状平均偏差場の形成プロセスに適用できることを示している。

3-2 EP-Flux 偏差の要因

では、議論の始点である波活動偏差 (EP-Flux 発散の偏差) は、なぜ形成されたのか、考察する。中高緯度対流圏では傾圧不安定波が重要な役割を果たしている。そこで傾圧不安定性の指標を用いてエルニーニョ現象時の大気下層の傾圧不安定性を見積もった。傾圧不安定性は鉛直シア一と静的安定度によって決まるが、ここでは Lu et al., (2008) が用いた傾圧不安定性の指標 (大気

$$C = \frac{f^2(u_{500} - u_{850})}{\beta g H(\theta_{500} - \theta_{850})/\theta}$$

下層の鉛直シア一を下層の成層安定度で除したもの) を用いて診断する。また、この指標の変動成分のうち、鉛直シア一の変動 δC_{sh} の寄与と成層安定度の変動 δC_{st} の寄与を Lu et al. (2008) と同様に以下の式から見積もる。

$$\delta C_{sh} = \frac{f^2 \delta(u_{500} - u_{850})}{\beta g H(\theta_{500} - \theta_{850})/\theta}$$

$$\delta C_{st} = - \frac{f^2(u_{500} - u_{850}) \delta(\theta_{500} - \theta_{850})}{\beta g H(\theta_{500} - \theta_{850})^2/\theta}$$

図 3 上は、エルニーニョ現象時の傾圧不安定指標の NINO3SST との回帰係数の緯度分布である。亜熱帯から 40N 付近で傾圧不安定性が大

きい様子が見られる。これは、エルニーニョ時の海面水温偏差分布により対流圏下層の南北温度傾度が拡大し、温度風バランスにより西風シア一が強まり、亜熱帯から中緯度域で傾圧不安定性を増大させていることを示していると考えられる。傾圧不安定性指標の偏差を、鉛直シア一による寄与と、成層安定度による寄与の成分に分けると、傾圧不安定性指標の偏差のほとんどが鉛直シア一による成分により説明できる (図 3 中)。図 3 下はエルニーニョ時の 850hPa 高度における EP-Flux 鉛直成分年偏差の緯度分布である。30N-40N で波活動が活発であり、対流圏下部において波による運動量輸送が増大してい

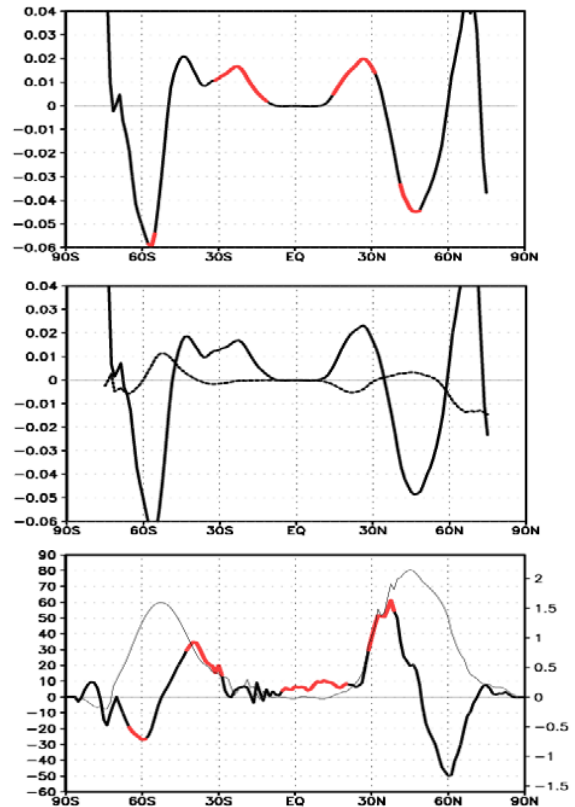


図 3 エルニーニョ現象にともなう各指数の回帰係数緯度分布。(上) 傾圧不安定性指標、(中) 傾圧不安定性指標変動の鉛直シア一成分 (実線) と静的安定度成分 (点線)、(下) 850hPa 高度における EP-Flux 鉛直成分。上及び下図では NINO3SST との相関係数が ± 0.4 を超える領域を赤で示した。下図の細線は気候値分布 (右側の目盛り)。JFM 平均。統計期間は 1981–2010 年。

ることを示す。これは、エルニーニョ時に、中高緯度対流圏下層で傾圧不安定性が増大し、それにより波活動が活発化し、対流圏上層での EP-Flux 収束を増大させたというプロセスが働いている可能性を示すものである。また、回帰係数が正を示す領域が気候値分布の山の赤道側に分布し、負を示す領域が山の極側であることから、エルニーニョ現象時には、EP-Flux 鉛直成分の緯度分布が全体として赤道側にシフトしていることが確認できる。

図2中で示したように、EP-Flux 偏差はその水平成分にも表れている。Seager et al. (2003) はその変化の要因について、エルニーニョ現象に伴うロスビー波の屈折率の変化との関係を議論している。エルニーニョ現象に伴って亜熱帯ジェット赤道側で西風が強まり、その緯度帯では屈折率が大きくなる。一方、亜熱帯ジェット軸の北側では屈折率が小さくなり、この屈折率の小さい領域から離れる方向にむかってロスビー波が屈折することで、水平方向の運動量輸送 (EP-Flux の南北成分) が変わる、という主張である。図2中で示した、EP-Flux 偏差の40N付近で対流圏上層に見られる北向き成分はこの主張と矛盾しない。また、やはり図2中で示した、その上の20N-40N、500-100hPa 高度付近での北向き下向き EP-Flux 偏差は、中緯度の対流圏下層で生成されるロスビー波が北向きに屈折するため、この領域まで上向き南向きに伝播するロスビー波が少ないことを示している、と理解すれば、やはり Seager et al. (2003) らの主張とは矛盾しない。

3-3 全球エネルギーバランスの変化

3-1 項と 3-2 項では、エルニーニョ現象に伴い帯状平均場と擾乱の活動が系統的に変化することを示した。本項ではそのことを全球大気エネルギーバランスの変化の視点から議論する。

Lorenz (1955) は、大気大循環のエネルギー変換に関した 4 ボックスモデルを提示しており、

帯状平均有効位置エネルギー Az 、帯状平均運動エネルギー Kz 、渦有効位置エネルギー Ae 、渦運動エネルギー Ke の 4 つのエネルギーを各ボックスとし、それらの間のエネルギー変換量を、運動方程式と熱力学方程式から導いている。MIM 系における帯状平均場の定義は、Lorenz のものとは異なるため、エネルギー変換ダイアグラムも異なる経路となる (Iwasaki, 2001)。MIM 系における帯状平均熱力学方程式が熱の渦輸送の項を含まないため $Az-Ae$ 間のエネルギー変換はなくなり、代わりに $Kz-Ae$ 間のエネルギー変換が現れている。また、 $Ae-Ke$ 間のエネルギー変換は地衡流調節として短期間に絶えず行われることから、 Ae と Ke を合わせて波エネルギー W とし、3 ボックスのエネルギー変換スキーム

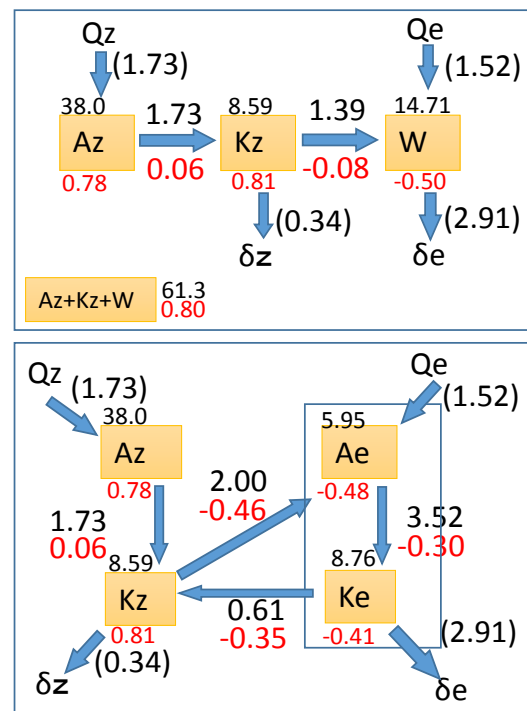


図4 MIM 系における全球平均エネルギーサイクル (上:3box タイプ、下:4box タイプ)。数字の上段黒字は気候値、下段赤字は NINO3SST との相関係数。全エネルギー量とその相関係数を 3box タイプ図の左下に記載。エネルギー量の単位は 10^5Jm^{-2} 。エネルギー変換量の単位は Wm^{-2} 。JFM 平均。気候値は 1981-2010 年平均。統計期間も同期間。カッコつきは推定値。

としてエネルギー量とその変換量を見積もることも行われており、Uno and Iwasaki (2006)は、NCEP/NCAR 再解析を使用してエネルギー変換量等を見積もっている。

これらをふまえ、本研究では、それぞれのエネルギー量やその変換量が、ENSO によってどのように影響をうけるのか、JRA-55 を用いて調査を行った。図 4 は、JFM 平均の鉛直積分した全球平均エネルギーとその変換量の 3 ボックスタイプと 4 ボックスタイプのエネルギー変換ダイアグラムであり、黒字は気候状態を表し、赤字は NINO3SST との年々変動の相関係数を示している。

3 ボックスタイプでみると、気候状態では Az から Kz への変換量 ($C(Az, Kz)$) の約 8 割が Kz から W への変換量 ($C(Kz, W)$) となっている。ENSO と各エネルギー量との関係を見ると、まず、全エネルギー ($Az + Kz + W$) は NINO3SST と正相関であり、エルニーニョ現象時に増加する。また、Az、Kz とともに正相関で、エルニーニョ時に増加する。これは、熱帯と中高緯度間の温度差が大きくなること、亜熱帯ジェット気流が赤道寄りで強くなることを反映している。またこの結果は、Li et al. (2011)が Lorenz の手法で再解析データを用い見積もった場合の結果と整合的である。一方、W は負相関を示し、エルニーニョ時に減少する。すなわち、エルニーニョ現象時には、大気的全エネルギーと帯状平均場のエネルギーは増えるが、波のエネルギーは減る、ということが出来る。波のエネルギーが減ることは Li et al. (2011)では指摘されていない。エネルギー変換量 $C(Az, Kz)$ および $C(Kz, W)$ には、ENSO との相関はみられなかったが、4 ボックスタイプで見ると、Kz から Ae への変換量 ($C(Kz, Ae)$) が減少し、Ke から Kz への変換量 ($C(Ke, Kz)$) も減少している。(ここで $C(Kz, W) = C(Kz, Ae) - C(Ke, Kz)$ である。) このため、トータルとして Kz から W へのエネルギー変換量の相関がみられなくなっていることがわかる。

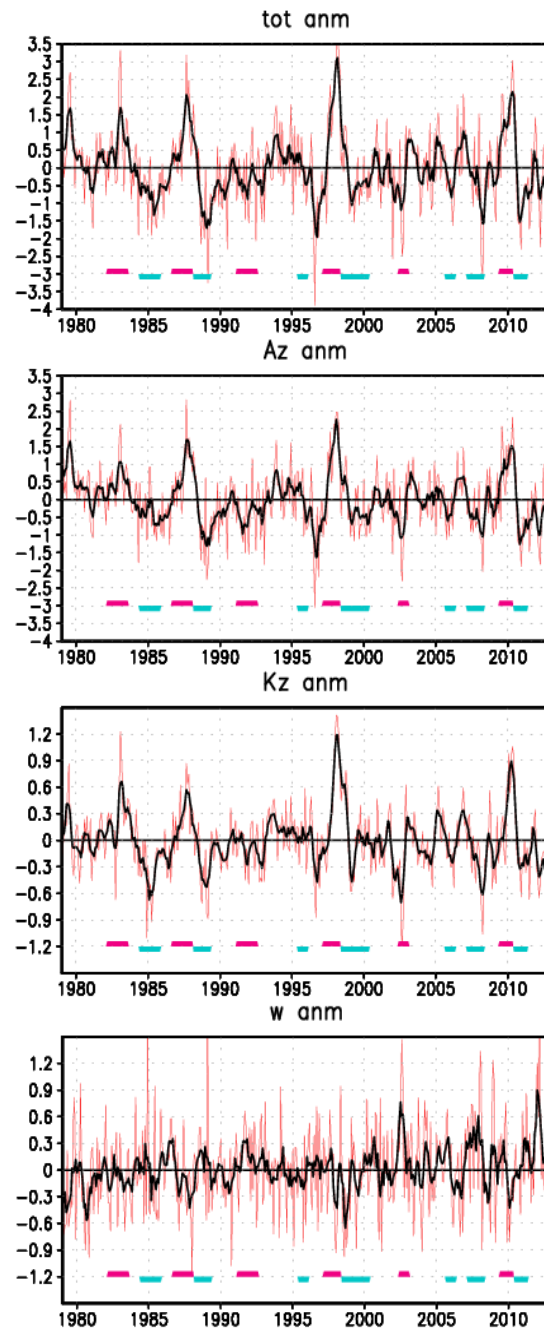


図 5 MIM 系における鉛直積分した全球平均エネルギー量の月平均（赤）、及び 5 か月移動平均（黒）の時系列。上から全エネルギー、Az、Kz、W。単位は 10^5Jm^{-2} 。1981–2010 年平均した月平均気候値からの偏差。下部の横線はエルニーニョ期間（ピンク）とラニーニャ期間（水色）。

全球平均全エネルギー、Az、Kz、W、及びエネルギー間変換量 $C(Az, Kz)$ 、 $C(Kz, W)$ の月平均、

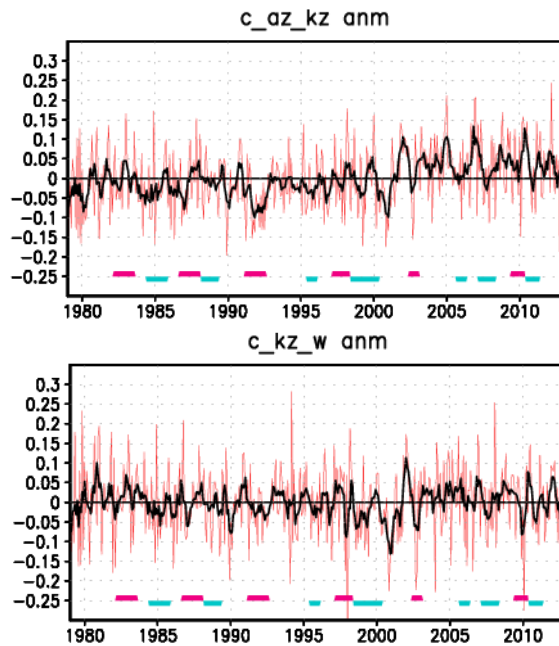


図6 MIM系における月平均(赤)及び5か月移動平均(黒)全球エネルギー変換量の時系列。上: $C(Az, Kz)$ 、下: $C(Kz, W)$ 。エネルギー変換量の単位は Wm^2 。1981–2010年平均した月平均気候値からの偏差。下部の横線はエルニーニョ期間(ピンク)とラニーニャ期間(水色)。

及び、5か月移動平均年偏差の時系列を図5と図6に示す。年偏差は、1981年から2010年の各月平均値、5か月平均値からの差であり、元の時系列から季節変動成分を取り除いた時系列である。これをみると、 Az と Kz は、エルニーニョ現象時に大きな値となることが確認できる。 W については、 Az や Kz ほどははっきりしないが、エルニーニョ現象時には少ない傾向がある。一方、エネルギー変換量 $C(Az, Kz)$ 、 $C(Kz, W)$ には ENSO に伴った変動はみられないことがこの図からもわかる。

このように全球平均したエネルギー変換量には、ENSO に伴った変動はみられないが、回帰係数の緯度分布(図7)をみると、 $C(Az, Kz)$ はエルニーニョ時に15Nと40N付近で多く、30N付近で少ないという特徴がみられる。 $C(Az, Kz)$ は平均南北流(子午面循環)による帯状平均場の位置エネルギーの減少を意味し、回帰係数の緯度分布は、北向き流の変化と対応している。

$C(Kz, W)$ は、西風の弱いところで EP-Flux 発散、西風の強いところで EP-Flux 収束となれば、帯状平均東西風の運動エネルギーが波のエネルギーに変換されることを意味している。15–20Nあたりではエルニーニョ時に増加、亜熱帯ジェット軸に近い30Nあたりでは減少している。

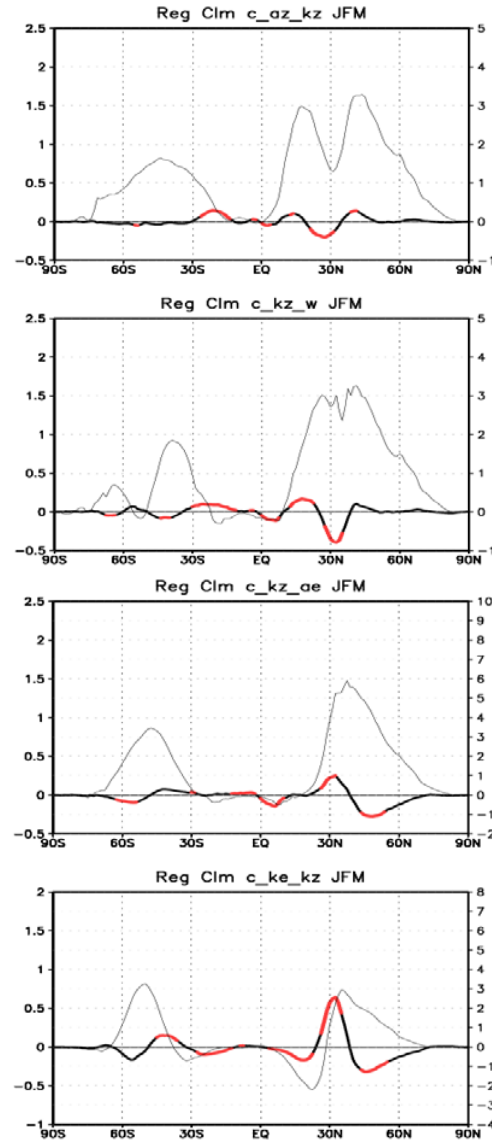


図7 エネルギー変換量の NINO3SST からの回帰係数緯度分布(太線)と気候値(細線)。上から $C(Az, Kz)$ 、 $C(Kz, W)$ 、 $C(Kz, Ae)$ 、 $C(Ke, Kz)$ 。回帰係数は左目盛り、気候値は右目盛り。回帰係数は相関係数0.4以上の領域を赤線。JFM平均。 $\cos \phi$ を乗じている。 Wm^2 。統計期間は1981–2010年。

後者に関しては、図 2 中で示した 20N-40N、500-100hPa 高度付近の EP-Flux 発散偏差が効いているのであろう。C(Kz, W)の内訳を 4 ボックスタイプとして考えた場合、40N-70N 付近では、エルニーニョ時の影響が C(Kz, Ae)と C(Ke, Kz)で打ち消し合っている。C(Kz, Ae)には帯状平均場から波への傾圧的なエネルギー変換が関わっており、C(Ke, Kz)には波から帯状平均場への順圧的なエネルギー変換が関わっているが、この緯度帯では、帯状平均場から波への傾圧的なエネルギー変換はエルニーニョ時に減り、波から帯状平均場への順圧的なエネルギー変換も同じように減り、両者は打ち消しあう。一方、30-40N 帯では C(Kz, Ae)は増えるものの、C(Ke, Kz)が勝り、C(Kz, W)は負相関となっている。すなわち、30-40N 帯では波から帯状平均場への順圧的なエネルギー変換が支配的ということである。また、C(Kz, Ae)、C(Ke, Kz)とも気候値分布の山の赤道側でエルニーニョ時に多くなり、山の極側で少ない傾向がみられ、エルニーニョ時には分布が気候値よりも赤道側にシフトする様子が見られた。

4 まとめ

エルニーニョ最盛期時の帯状平均偏差場の特徴とその形成メカニズムについて、等温位面での質量重み付帯状平均 (MIM) にもとづく調査を行った。エルニーニョ現象時に Hadley 循環は強化し、南北幅が狭まる傾向がみられる。また、中緯度直接循環も強化される傾向がみられる。この特徴は EP-Flux 発散偏差分布と整合的であり、中高緯度域の帯状平均気温偏差分布は、少なくとも定性的には波活動偏差から説明できる可能性がある。また、波活動偏差の生成には亜熱帯から中緯度域での対流圏下層の傾圧不安定性の増加が影響していることが示唆された。

また、大気大循環のエネルギーボックスダイアグラムを作成し、全エネルギー及び各エネルギーの ENSO 影響を調べた。エルニーニョ時に

は全エネルギー、帯状平均有効位置エネルギー Az、帯状平均運動エネルギー Kz が増大し、波エネルギー W が減少することが分かった。一方、各エネルギー間のエネルギー変換量には、エルニーニョに伴う明瞭な変動は見られなかった。しかし、緯度分布としてエルニーニョ時に赤道寄りにシフトする様子がみられた。なお、30-40N 帯では波から帯状平均場への順圧的なエネルギー変換が支配的であった。3・2 で述べたとおり、この緯度帯ではエルニーニョ現象に伴い傾圧不安定性が増し、対流圏下層での EP-Flux の鉛直成分が増えるものの、波が北向きに屈折することで、結果的に波エネルギーが減り帯状平均の運動エネルギーが増す、ということである。このことは、エルニーニョ現象の応答として、波と平均流の正のフィードバック過程が働いていることを意味しており、興味深い。

ENSO は気候システムの年々変動の要因として卓越する現象であり、気候系監視や季節予報にとって大変重要な現象である。ENSO の大気循環への影響を評価する際、熱帯域の凝結加熱の東西の偏りで強制される赤道波を起源とするテレコネクションで議論することが多いが、本稿で述べたように帯状平均場にも明瞭な影響が検出され、その影響は高緯度まで及ぶ。本研究の結果は、帯状平均場や関連する循環、波活動の変化の観点から ENSO の影響を監視すること、予測可能性を評価することの重要性を示している。

ここでは、再解析データとして JRA-55 のみを用いた。エネルギー変換などの定量的な結果が再解析データの質に依存している可能性もあり、この点については他の再解析データも用いて調べる必要がある。

参考文献

- Iwasaki, T. 1989: A diagnostic formulation for wave-mean flow interactions and Lagrangian mean circulation with a hybrid vertical coordinate of pressure and isentropes. *J. Meteor. Soc. Japan.*, 67, 293-312.
- Iwasaki, T. 2001: Atmospheric energy cycle viewed from wave-mean flow interaction and Lagrangian mean circulation. *J. Atmos. Sci.*, 58, 3036-3052.
- Kobayashi, S. and co-authors, 2015: The JRA-55 Reanalysis: General Specifications and Basic Characteristics. *J. Meteorol. Soc. Jpn.*, 93, doi: 10.2151/jmsj.2015-001.
- Kumar, A., and M. P. Hoerling, 2003 The nature and causes for the delayed atmospheric response to El Niño. *J. Climate*, 16, 1391-1403.
- Li L, Jiang X, Chahine MT, Wang JQ, Yung YL. 2011. The mechanical energies of the global atmosphere in El Niño and La Niña years. *Journal of Atmospheric Sciences* 68: 3072-3078.
- Lorenz, E. N., 1955: Available potential energy and the maintenance of the general circulation. *Tellus*, 7, 157-167.
- Lu, J., G. Chen, and D. M. W. Frierson, 2008: Response of the zonal mean atmospheric circulation to El Niño versus global warming. *J. Climate*, 21, 5835-5851, doi:10.1175/2008JCLI2200.1
- Robinson, W. A., 2002: On the midlatitude thermal response to tropical warmth. *Geophys. Res. Lett.*, 29.1190, doi:10.1029/2001GL014158.
- Seager, R., N. Harnik, Y. Kushnir, W. Robinson, and J. Miller, 2003: Mechanisms of hemispherically symmetric climate variability. *J. Climate*, 16, 2960-2978.
- Uno, S., and T. Iwasaki, 2006: A cascade-type global energy conversion diagram based on wave-mean-flow interactions. *J. Atmos. Sci.*, 63, 3277-3295, doi:10.1175/JAS3804.1.
- 岩崎俊樹, 2009: 温位面での質量重み付き帯状平均 (MIM) の世界 (波動平均流相互作用から見た大気大循環) -2008 年度日本気象学会賞受賞記念講演-. *天気*, 56, 103-121.